

## HPCI 戦略分野 5 「物質と宇宙の起源と構造」(統括責任者:青木慎也)

### 課題 3 「超新星爆発およびブラックホール誕生過程の解明」(責任者:柴田大)

#### 平成 25 年度の成果

太陽の約 10 倍以上の初期質量を持つ恒星(いわゆる大質量星)は、進化の最終段階で鉄の中心核を形成させた後に鉄の光分解をきっかけに重力崩壊を始める。重力崩壊後は、電子捕獲や光分解を経ながら最終的に中性子を主成分とする高密度物質に変化しやがて原始中性子星を形成させる。その形成直後には、原始中性子星周辺から衝撃波が発生するが、それがニュートリノ加熱を通じて十分なエネルギーを得た場合には超新星爆発が起こり、最終的に中性子星が誕生すると考えられている。一方、超新星爆発に失敗した場合には、原始中性子星に物質が降り積もり、最終的にブラックホールが誕生すると予想されている。ブラックホールは大質量星の重力崩壊を経由しなくても誕生する。代表的なのが 2 つの中性子星からなる連星(連星中性子星)が合体する現象である。連星中性子星の合体は、現在建設が進む KAGRA やアメリカの LIGO などの重力波望遠鏡に対する最も有力な重力波源であり、また同時に継続時間の短いガンマ線バーストの中心天体としても有力視されている。さらに最近では、r 過程重元素合成のサイトおよび継続時間が 10 日程度の高光度光赤外光源としても注目を浴びている。しかしながら、超新星爆発、ブラックホール形成機構、連星中性子星の合体過程は未だに正確には解明されていない。これらの現象の解明は、宇宙物理学および高エネルギー天体物理学における最重要課題の 1 つである。解明が難しい理由は、従来の天文観測手段で観測するのが本質的に難しい現象だからである。そのため、大規模数値シミュレーションを用いた理論研究が、有力な解明手段になる。

超新星爆発や連星中性子星の合体においては、自然界に存在する 4 つの力—重力、電磁気力、強い相互作用、弱い相互作用—の全てが重要な役割を担う。しかも強重力現象であるため、一般相対論的取扱いが必須になる。したがって、これらの現象の解明には、物理法則を記述する様々な基本方程式を解かなくてはならない。仮に、近似なしに完全な第一原理的計算を行うためには、空間的な対称性を仮定せずにアインシュタイン方程式、流体(あるいは磁気流体)方程式、素粒子組成の発展方程式を解き、さらに実空間 3 次元、運動量空間 3 次元を考慮したボルツマン方程式をニュートリノ輻射輸送に対して解かなくてはならない。さらにはテーブル化された高温高密度物質に対する状態方程式を取り入れなくてはならない。このような仕事には、当該分野の現状をはるかに超えた巨大シミュレーションが必要であり、また仮に優れたコードが存在したとしても、多大な計算機資源を必要とするので、京すべての計算資源を用いたとしても、十分な解像度を保証した計算を実行すること不可能である。そこで、本課題ではいくつかの挑戦的課題を段階的に発展させることを目指している。具体的には、以下の 4 つの課題を段階的に達成することを目標として設定した。

- ① 世界で初めて空間 3 次元の流体力学的方程式、および実空間 3 次元、運動量空間 1 次元(周波数空間)を考慮したニュートリノ輻射輸送方程式を解き、ニュートリノ加熱機構に基づく重力崩壊型超新星爆発機構の解明を目指す。これについては平成 24 年度後半に当初の目的を達成し、平成 25 年度は大質量星の初期質量や自転の度合いを変化させたシミュレーションを行い、爆発過程が初期条件に依存する様子を解き明かした。なお、この課題は平成 25 年度で終了とする。
- ② 空間 3 次元の一般相対論的磁気流体計算をこれまでにない高解像度で行い、超新星爆発や連星中性子星合体における磁気流体効果の解明を目指す。これについては、連星中性子星の合体に対して平成 25 年度に京でサイエンスランを実行し、下で述べるように成果・新たな知見を得た。
- ③ 空間 3 次元の流体方程式、アインシュタイン方程式、およびニュートリノ輻射輸送方程式を解きながら、特にブラックホールの誕生過程の解明を目指す。これについては平成 25 年度にコードが完成し、チューニングも進み、平成 26 年度現在、連星中性子星の合体に対して京でサイエンスランを実行中である。
- ④ 空間 3 次元の流体方程式、および実空間 3 次元、運動量空間 3 次元のニュートリノ輻射輸送方程式を解くことにより、ニュートリノ加熱機構に基づく重力崩壊型超新星爆発機構の解明を目指す。これについては、25 年度に基盤となるコードが完成した。

以下では、課題①—④の成果の詳細について記述する。

## 1 3 + 1 + 1 輻射流体コードによる超新星爆発計算 (滝脇)

昨年度に引き続きサイエンスランを行い、超新星の親星の質量と自転速度を変化させると爆発過程がどのように変化するかについて探求した。親星の質量が大きくなると、原始中性子星への質量降着率が上がり、一般的に爆発は難しくなる。平成 24 年度に行った 11.2 太陽質量で自転無しの親星の場合には爆発に成功したが、25 年度に行った 27 太陽質量で自転無しの親星の場合には、爆発に失敗することが分かった。さらに、自転の影響も調べ、自転が無い場合には爆発に失敗する 27 太陽質量の場合でも、高速な自転を与えれば、これまで考えられていたものとは異なったメカニズムで爆発に成功することが分かった。この場合には、爆発エネルギーが観測値である約  $10^{51}$  erg にかなり近くなり、非常に有望な超新星爆発モデルを新たに提唱できた。海外ではこの種の計算はこれまでのところ合計で 3 モデルしか行われていないが、本課題では様々な条件下で合計 14 モデルの計算を実行し終えた。それにより、自転によって決まる爆発機構の全体像を初めて描きだすことに成功した。以下では平成 25 年度の成果を詳細に記載する。

## 1. 計算モデルと計算法

親星の質量と自転速度が超新星爆発過程に及ぼす影響に着目し、新たに8モデル計算を実行した（昨年度の6モデルを合わせると合計で14モデルのサンプルを得た）。計算法は昨年度と同様だが、この課題のまとめとして、ここでも記述する。

超新星爆発の最も有望なメカニズムはニュートリノ加熱によるものであり、そのためにはニュートリノ輻射輸送を正確に解くことが欠かせない。このニュートリノ輻射輸送を第一原理的に計算するには、実空間3次元+運動量空間3次元、合計6次元の位相空間を考慮した偏微分方程式(ボルツマン方程式)を解かねばならない。この場合の数値計算コストは非常に高く、京コンピュータをもってしても、大質量星の重力崩壊から爆発に転じる実時間にして約1秒間に対して高解像度シミュレーションに必要な計算時間を確保することは難しい。そこで本研究では方程式を近似し、実空間3次元+運動量空間1次元の方程式にボルツマン方程式を簡易化した。計算法はIDSA(isotropic diffusion source approximation)と呼ばれる手法を用いている。この手法ではニュートリノをtrapped partとstreaming partの二種類に分けることで、それぞれの輸送を正確かつ低コストで解くことができる。このスキームでは、偏微分方程式の空間微分項を陽的に評価しても安定に時間発展を追うことができるため、時間方向に計算を1ステップ進めるために必要なMPI通信回数は1回だけになる。他のスキームでは陰的に解かねばならないことが多く、その結果、行列反転が必要になるため、1ステップ計算するために何度もMPI通信が必要になる。IDSAスキームは、この特徴のおかげで、周波数依存性を考慮した計算法の中では抜群の計算スピードが達成できるスキームになっている。我々の研究が世界に先駆けて行われた一番の要因は、京コンピュータの性能の良さに加えて、この計算効率の良さにある。

## 2. 並列計算の方法と効果（性能）

昨年度と同じコードを使用している。チューニングの結果、理論ピーク性能に対して10%程度の実効効率を得た。これを達成するにあたっては、3つの改良点がある。(1) 最大8192ノードにわたる大規模なMPI通信を行うため、reduceなどのMPI関数を1度に全体で通信するのではなく、グループに分けて複数回にわけて実行するようにした。

(2) MPI通信回数を減らすため、流体のパートをスタガードメッシュと呼ばれる方式(ベクトルをセルエッジで定義し、スカラーをセルセンターで定義する)の人工粘性を使ったスキームから、全ての物理量をセルセンターで定義した上でHLLCと呼ばれるスキームに変更した(人工粘性を使う必要がなくなったので、精度も上がった)。(3) 単体性能を引き上げるため、ボトルネック部分であるニュートリノ生成率の計算のSIMD化を行った。この部分は空間3重ループの内側に波長空間の1重ループが含まれ、全体として4重ループになっている。2種類のニュートリノ(電子タイプ、反電子タイプ)に対して並列的に演算を書き、同時に計算できるようSIMD化を行った上、OCLを用い

て波長空間の do loop の unroll 回数を手動で調整した。メモリアクセス回数を減らすためには unroll 回数を多くしたほうが良いが、本計算の場合には loop 内でフェルミ関数を使用し、指数関数 exp の命令が多いため、それが L1 キャッシュに残るようにしなければならず、unroll 回数が制限された。この種のチューニングには富士通の精密パフォーマンスアナリシスツールが非常に役に立った。

### 3. 研究成果

京コンピュータにおいて恵まれた計算資源を用いることによって、親星の質量と自転速度を幅広く変化させた多くの初期条件に対してシミュレーションを実行することができた。結果を4パターンに分けて説明する。(LN) 比較的低質量の親星(11.2 太陽質量)で自転が無い場合：昨年度報告したとおりで、我々の計算で初めて3次元超新星爆発モデルを提唱できた。(LR) 11.2 太陽質量の親星で高速自転の場合：低質量の場合には自転無しでも爆発するため、自転の効果を付加しても爆発のしやすさ、爆発過程に大きな変化はなかった。(HN) 重い親星(27 太陽質量)で自転無しの場合：爆発に失敗することが分かった。これは大質量であるため、中心に形成された原始中性子星に向かって落下する物質の量が多いため、爆発しようとしてもラム圧で上から押しえつけられるからである。こうした重い星が、超新星爆発を起こすかどうかは観測的にもまだよく分かっておらず、シミュレーション結果は必ずしも観測に反しているわけではないことに注意して欲しい。(HR) 重い親星で高速自転している場合：非常に興味深い新たな結果が得られた。自転のエネルギーの重力エネルギーに対する比がある程度大きい場合、非軸対称不安定性が起きることが知られている。この非軸対称不安定性で中心部が變形し、らせん状に音波を放出することが分かった。この音波はニュートリノによる加熱と同程度に爆発エネルギーに寄与し、ニュートリノ加熱と音波の協働で超新星爆発が誘発される。つまり、単なるニュートリノ加熱機構とは異なる機構で爆発が起きる。

これらの爆発の仕方の違いは、爆発波面の形状にもよく現れる。(LN) や (LR) の軽い親星の場合には、ニュートリノ加熱は対流によって促進される。したがって、衝撃波の形は大局的に見て丸く、超新星の内側では局所的に多くのバブル(熱い上昇流れ)が見られる構造になる。これについては、図1-1の上段左のパネルを参照頂きたい。(HN) のような重い星で自転が存在しない場合には、上で述べたように爆発に成功せず、衝撃波が小さい領域にとどまって膨張しない：これについては、図1-1の上段右のパネルを参照頂きたい。一方、質量が大きく、かつ高速で自転している場合には(HR)、これまで予想されてこなかった赤道面に強く爆発するような形状になる。図1-1の下段右のパネルがその様子である。親星の重さが中程度(13 太陽質量)の高速自転の場合、最初は(HR)で見られたような赤道面付近の膨張が見られるが、極付近のニュートリノ加熱率が高い効果で次第に極付近が膨張し、最終的には極付近が強く爆発するような形状を得た：図1-1の下段中央のパネルを参照頂きたい。双極的な爆発自体は先行研究でも予想されていたが、そこにいたるまでの過程は予想とは異なっている。

以上述べたように親星の質量と自転速度の大きさによって超新星の爆発形状が様々に変わることが判った。これは京コンピュータの莫大な演算能力によって初めて得られた新しい知見である。

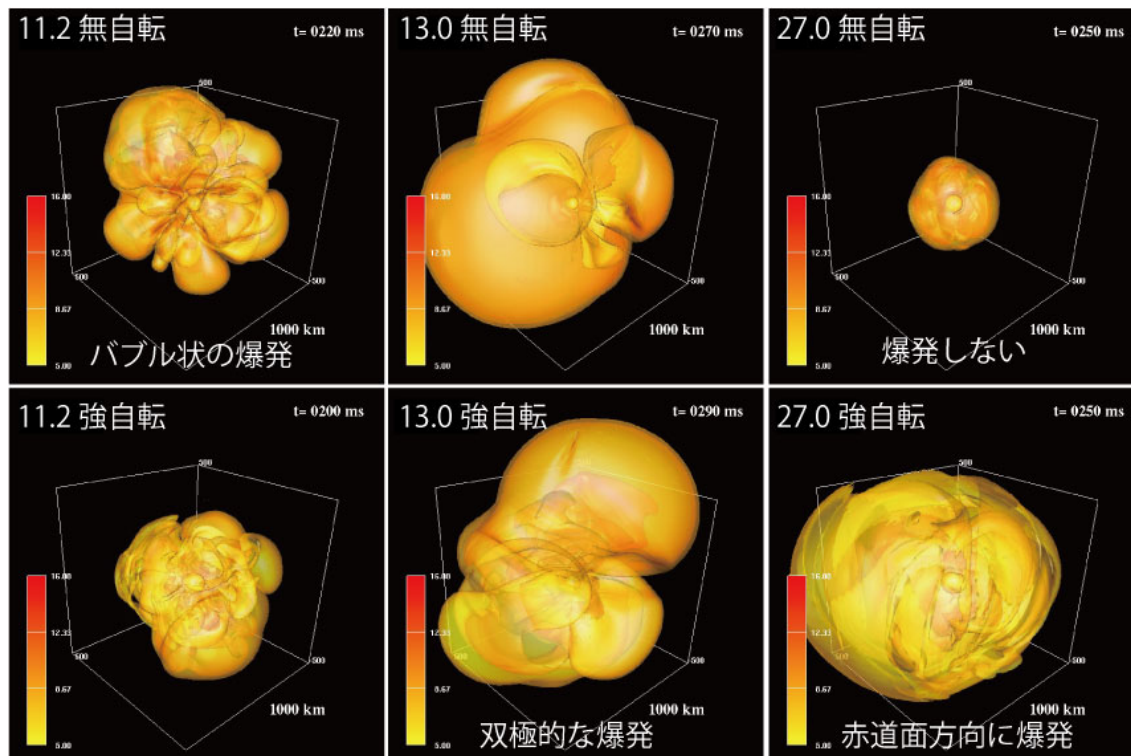


図 1-1 親星の質量と自転速度の大きさを変えた様々な超新星の爆発形状。エントロピーの等値面を可視化。左上に親星の質量と自転速度の大きさを、右上にスナップショットの時間を表示している。白線の立方体は、1 辺 1000km で大きさの目安として配置した。

#### 4. まとめと今後の課題

多くのモデル計算を行い、さまざまな爆発形状が得られたが、これを現在や未来の天文観測結果と比較することが重要である。シミュレーションで得られた爆発形状を使用して爆発波の伝搬を解き、最終的に超新星の可視光観測と比較することが今後の課題である。また、こうした非常に歪んだ形の超新星からは重力波放射が期待されるため、重力波波形を予測することも重要な課題である。さらに、ニュートリノ光度がこうした親星の質量と自転速度に依存して、どのように変化するのか研究することも興味深い。ただし、この課題における計算ではニュートリノ輸送に近似を用いているため、定量的な不定性が残る。この研究で得た知見を活かし、第一原理計算を行う予定の課題④につなげていきたい。

参考文献 T. Takiwaki, K. Kotake, and Y. Suwa, *Astrophysical Journal* **786**, 83 (2014).

## 2 連星中性子星合体に対する数値相対論的磁気流体シミュレーション (木内)

重力波望遠鏡 KAGRA の観測開始を目前にして、最も有望な重力波源である連星中性子星の合体過程を解明することが喫緊の課題となっている。本研究では中性子星磁場が連星合体過程において果たす役割を解き明かすことを目的としている。中性子星は典型的には、 $10^{11}\sim 10^{13}$  ガウスの強い磁場を持つことが観測的に確立しているが、合体過程でどのように磁場が増幅しどのような影響を及ぼすのかについては解明されていない。一般に、磁場増幅機構の候補となる磁気流体不安定性は、波長の短いモードが高い成長率を持つため、磁場増幅過程を正しく追跡するためには、高解像度の数値計算と収束性の確認作業が必須となる。

連星中性子星の合体のシミュレーションでは、中性子星や合体後誕生するブラックホールの典型的な空間スケールである約 10 km から、重力波の波長である 100~1000 km におよぶ大きなダイナミカルレンジを取り扱う。そのため、解像度の異なるグリッドを組み合わせた多層格子法の実装が、正確なシミュレーションには必要不可欠である。そこで、平成 24 年度までに開発した多層格子法を実装した並列計算用数値相対論的磁気流体コードを使用し、サイエンスランを実行した。

連星中性子星の合体では、核物質の状態方程式、連星の総質量、質量比、中性子星磁場の強度がパラメータとなる。中性子星に対する最大質量の観測的下限值である約 2 太陽質量を再現する状態方程式として H4 状態方程式 (Glendenning and Moszkowski 91) を採用し、総質量が 2.8 太陽質量の等質量の連星を用意した。2.8 太陽質量は連星中性子星の質量の観測的な典型値である。最大磁場強度については、 $10^{14.5}$ 、 $10^{15}$ 、 $10^{16}$  ガウスの 3 パターンを選択した。

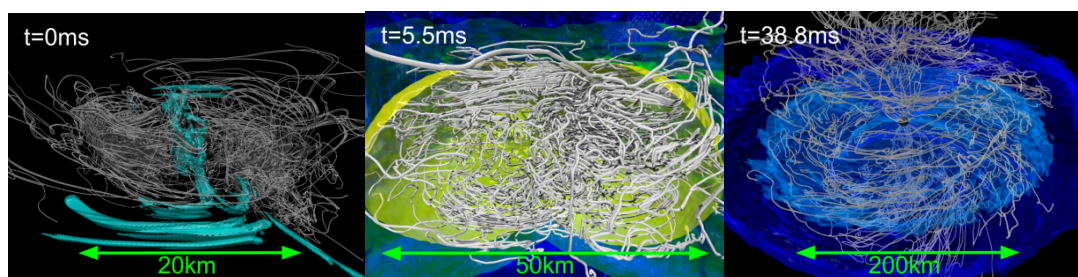


図 2-1 (左) 合体時の磁場強度と磁力線。水色は磁場強度  $10^{15.6}$  ガウス以上の領域を、白線は磁力線を表す。(中央) 合体後 5.5 ミリ秒の密度場の等値面と磁力線 (白線)。黄色= $10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>、緑= $10^{12}$  g/cm<sup>3</sup>、青= $10^{10}$  g/cm<sup>3</sup>を表す。(右) 合体後 38.8 ミリ秒の密度場等値面と磁力線 (白線)。薄い青= $10^{10.5}$  g/cm<sup>3</sup>、青= $10^{10}$  g/cm<sup>3</sup>を表す。中心部にはブラックホールが存在する。

多層格子を7段用意し、各階層のグリッド幅を  $\Delta x_l = 2^{7-l} \Delta x_7$  ( $l=1\sim 7$ ) で与えた。但し、 $\Delta x_l$  は  $l$  段目の格子のグリッド幅である。また軌道面対称性を課した格子の各方向のサイズを  $[-512\Delta x_l, 512\Delta x_l]$  と設定した。ただし、カーテシアン座標を用いている。 $\Delta x_7$  を 70 m、110 m、150 m と変化させて収束性のテストを行った。京では 70 m と 110 m の場合の計算を行い、150 m の場合の計算は他の計算機において実行した。

$\Delta x_7=70$  m と設定した高解像度シミュレーションを実行する際には、16,384 コアを使用した。実行効率は 11~12% である。1 モデル計算するのにかかる数値コストは、物理時間約 100 ミリ秒のシミュレーションを実行するのに約 8 百万 CPU 時間である。

以下、結果を述べる。図 2-1 は密度場、磁場強度の等値面と磁力線を示した図である。図 2-1 (左) は合体時の様子を表している。合体時には二つの星の接触面で磁場が増幅していることが分かる。接触面では速度場に不連続面が生じるため、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が発生する。この不安定性では、不安定モードの成長率が波長に半比例する。そのため、波長の短いモードほど急激に成長し、その成長時間は系の動的時間よりもはるかに短い。不安定性が成長する結果、渦が発生し、磁場を捻り上げ、磁場増幅を起こす可能性が指摘されていた (Rasio & Shapiro '99, Price & Rosswog '06) が、図にはそれが現れている。合体時の磁場増幅率の解像度依存性を調べるため、初期磁場強度を  $10^{15}$  ガウスに固定し、解像度を 70 m、110 m、150 m と変化させた。その結果、70 m、110 m、150 m に対し、初期値に対する増幅率は約 14 倍、約 5 倍、約 3 倍となった。すなわち高解像度のときほど、高い増幅率を示す。これはケルビン・ヘルムホルツ不安定性の性質と合致する。また、解像度を 70 m に固定し、磁場強度を  $10^{14.5}$  ガウス、 $10^{15}$  ガウスに変えた結果、増幅率はそれぞれ約 15 倍と約 14 倍となった。つまり、磁場増幅率は初期磁場強度に依存しない。この性質も、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性のものとは一致する。

連星中性子星が合体した後、大質量中性子星が誕生する (図 2-1 中央)。この大質量は、核力に起因する通常の圧力に加え、高速かつ強微分の回転による遠心力と熱的圧力により支えられている。磁力線の様子から、乱流が発生し、磁場が乱れた状態になっていることが分かる。大質量中性子星は微分回転しているため、磁気回転不安定性 (Balbus & Hawley 91) による磁場増幅が起こることが予想される。この不安定性を数値的に解像するには、磁気回転不安定性の波長を約 10 グリッド以上で解像する必要がある。解像度 70 m と 110 m の場合にはこの条件を満たすが、150 m の場合には満たさないことが分かった。ただしここでは、回転方向の磁場強度から成長モードの波長を評価した。150 m のモデルでは磁場が磁気回転不安定性で増幅しないことが予想されるが、これを示すために図 2-2(左) に密度が  $10^{11}$  g/cm<sup>3</sup> から  $10^{12}$  g/cm<sup>3</sup> の体積中に含まれる動径方向磁場の磁気エネルギーの時間発展を示した。この図からグリッド幅が 70 m や 110 m の場合には、確かに磁気エネルギーが増幅しているが、150 m では増幅していないことが分かる。黒点線は  $\exp(\sigma t)$  でフィットした結果で、増幅率  $\sigma$  は 70 m の場合 140 Hz、110 m

の場合 130 Hz となる。これは大質量中性子星の回転角速度の数パーセントである。

図 2-2(右)には磁気エネルギーを計算する密度領域を変えた結果を示した。グリッド幅は 70 m である。図 2-2(左)に比べて、密度が  $10^{12} \text{ g/cm}^3$  から  $10^{13} \text{ g/cm}^3$  領域では成長率が大きくなる理由は中心部ほどより高速回転であるためである。一方、高密度領域で磁気エネルギーが指数関数的に成長しないのは、微分回転の度合いが小さいのと、不安定モードの波長が短く解像しきれないのが理由である。以上の結果より、大質量中性子星内部の磁場増幅は、特に低密度領域で非軸対称磁気回転不安定性により駆動されたと結論できる。

図 2-1(右)は、大質量中性子星が重力波による角運動量損失と重力トルク／磁場による角運動量輸送の結果、ブラックホールへ崩壊した後の様子を表す。大質量中性子星の外層は、ブラックホールに落下せずにトーラス上の降着円盤を形成させる。トーラス内の磁場は回転方向の成分が卓越し、極方向には大局的な磁場が形成されていない。この結果は、ブラックホール崩壊後 12 ミリ秒程度で大局的な磁場できると報告した Rezzolla et al. 11 と一致しない。彼らのシミュレーションは、我々よりも倍以上グリッド幅が粗く、その結果不正確な計算結果を報告したものと推測される。

大質量中性子星が過渡的に形成される場合、中心星の振動と衝撃波加熱の影響で物質が動径方向に放出される。その一部がブラックホールや降着円盤へフォールバックするが、我々の計算ではこのフォールバックによる動圧が、合体後約 30 ms 後でも  $10^{26} \text{ dyn/cm}^2$  程度になる。極方向に大局的な磁場が形成されるためには、この動圧を跳ね返す強磁場(強度が  $10^{14}$  ガウス以上)が中心星の周りに形成されることが必要であるが、短時間でそのような磁場は形成されそうにない。大局的な極方向磁場は、フォールバック物質の動圧が下がった後に円盤風が吹き形成されることが、我々の最近のシミュレーションにより示されている。

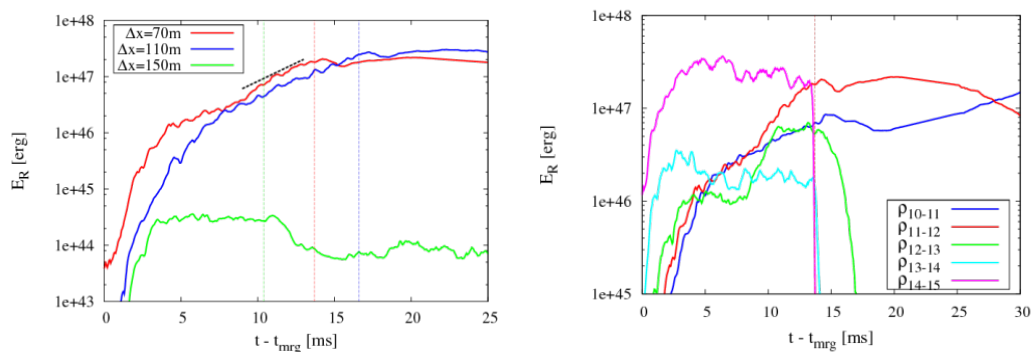


図 2-2 (左) 密度  $10^{11} \text{ g/cm}^3$  から  $10^{13} \text{ g/cm}^3$  の領域に含まれる動径成分の磁気エネルギーの時間発展。色の違いは解像度の違いを表し、初期磁場強度は全て  $10^{15}$  ガウス。(右) 密度  $10^9 \text{ g/cm}^3$  から  $10^{11} \text{ g/cm}^3$  の領域に含まれる動径成分の磁気エネルギーの時間発展。但し、 $a=10, 11, 12, 13, 14$ 、解像度 70m のモデルである。時間 0 は合体時間を表わし、縦の点線はブラックホール形成時間を示す。



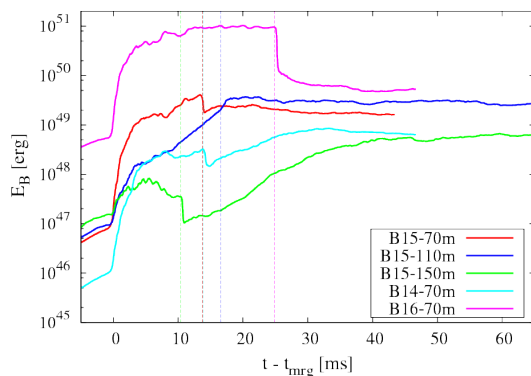


図 2-3 : 全磁気エネルギーの時間発展図。時間は 0 が合体時間を表わす。また縦の点線はブラックホール形成時間を示す。各モデルの B の後ろの数字が初期磁場の最大強度 (のログスケール) を、またその後ろの数字が最小格子幅を表す。

図 2-3 に磁気エネルギーの時間発展の様子を示す。モデル名は初期最大磁場強度と解像度(グリッド幅)を表す。上で述べたように、合体時のケルビン・ヘルムホルツ不安定性と大質量中性子星内部の非軸対称磁気回転不安定性によって磁場は著しく増幅する。この増幅によりブラックホール崩壊時に形成される降着円盤はすでに強く磁化している。解像度が低いと磁場増幅を正しく追跡できないため、降着円盤誕生時の磁場は弱く、その後磁場増幅が起こることになる。初期磁場強度の小さいモデルでは磁気回転不安定モードの波長が短くなるため実効的な解像度は低くなる。その結果、磁場増幅の様子は解像度の低いモデルと定性的に同じになる。降着円盤内で起こる磁場増幅は先行研究でたびたび報告されてきたが、この結果は不十分な解像度に起因する。我々の示した結果は先行研究と定性的に異なる。このような新しい結果は、京を使用することによって初めて実行可能になった系統的研究の結果、得られたものである。

### 3 数値相対論的輻射流体シミュレーションによる連星中性子星の合体 (関口)

空間多次元の一般相対論的ニュートリノ輻射流体シミュレーションは、数値宇宙物理学におけるフロンティアである。究極的には、ニュートリノ分布関数に対する時間 1 次元、実空間 3 次元、運動量空間 3 次元の一般相対論的ボルツマン方程式を数値的に解く必要があるが、そのような計算は京コンピュータをもってしても計算量・計算資源の面で難しい。そこで、本研究課題では、運動量空間における角度方向を積分した、時間 1 次元、実空間 3 次元、運動量空間 (周波数空間) 1 次元の計算を京コンピュータ上で行い、連星中性子星の合体を対象にブラックホールの誕生過程を解明し、合体に伴う質量放出、ニュートリノおよび重力波放射の性質を明らかにすることを目的としている。

これに対し、本課題の平成 25 年度の主要な成果は、次の 2 点である。

- (A) 独自に開発した輻射輸送計算の相対論的定式化(モーメント定式化;Shibata, Kiuchi, Sekiguchi, and Suwa, *Progress of Theoretical Physics*, 125, 1255 (2011)) に基づいて、平成 24 年度に新たに開発した数値相対論的ニュートリノ輻射流体コードのチューニングおよびテスト計算を行った。

(B) 開発したコードを連星中性子星合体現象へ適用し、合体時におけるニュートリノ放射の様相、及び放出される物質の熱力学状態を明らかにし、得られた結果を背景場として r 過程重元素合成の計算に適用した。その結果、半径の小さい中性子星を予言する比較的柔らかい状態方程式を用いた場合には、太陽組成が示す r 過程元素合成パターンが再現できることを示した。

以下に上記 (A)、(B) それぞれについてまとめる。

### (A) ニュートリノ輻射流体コードのチューニングおよびテスト計算

開発したコードは以下のパーツからなる。

- ① BSSN(Baumgarte-Shapiro-Shibata-Nakamura)-Puncture 定式化による Einstein 方程式ソルバ
- ② 高解像度衝撃波捕獲法による一般相対論的輻射流体方程式ソルバ
- ③ 輻射場の stress tensor を決定する closure 方程式ソルバ
- ④ 光学的深さを計算するコード
- ⑤ 状態方程式テーブルサーチにより流体力学的保存量からローレンツ因子及び熱力学基本量を決定するコード
- ⑥ 多層格子法の適用に伴う MPI 通信ルーチン

これらのうち、①の Einstein 方程式ソルバと⑥の MPI 通信ルーチンに関しては、平成 24 年度、木内によってチューニングがなされているため、それ以外の②～⑤に対してチューニングを行った。

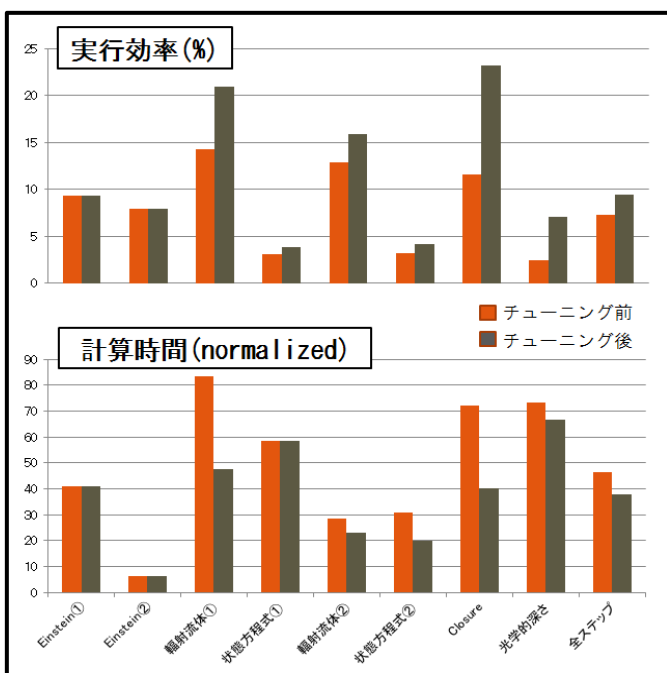


図 3-1: チューニング結果の概要。

東京大学情報基盤センターの FX10 におけるチューニングの結果の概要を図 3-1 にまとめる。FX10 は京と類似の使用であり、チューニングには適した計算機である。25 年度のチューニングの結果、全体としての実行効率は 9.7%まで向上した。以下各部分について行ったチューニングについてまとめる。尚、コードが複雑なためにコンパイラの simd=2 オプションによる強制的 SIMD 化を施すと結果不正を起こしたので、SIMD 化レベルを下げたコンパイルを行った結果を示している。

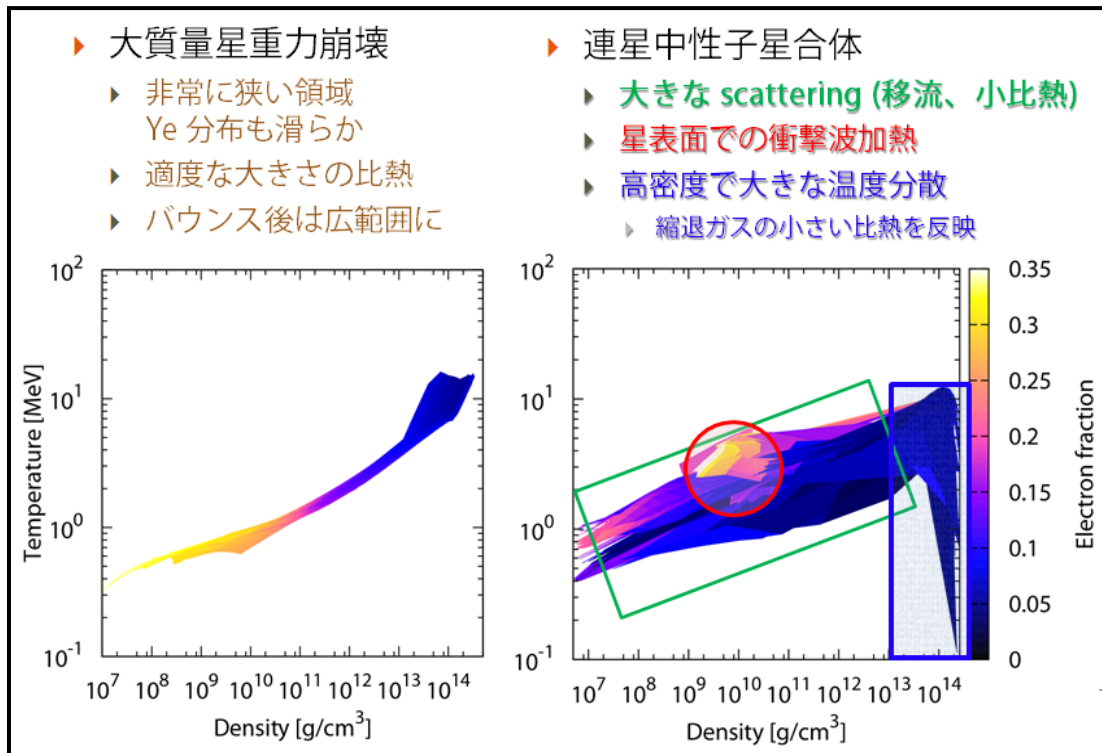


図 3-2: 大質量星重力崩壊と連星中性子星合体において達成される密度 - 温度の比較。

② 一般相対論的輻射流体ソルバ： 輻射場と流体場など、多くの変数を用いた Byte/Flops(B/F) 値の大きい計算となるため、メモリバンド幅の有効利用が必須となる。これに対し、L2 キャッシュの有効利用、先頭アドレス計算の高速化、配列を用いた変数パッキングによるラインアクセスの促進、ループの分割・結合・再配置によるラインアクセスの促進などの基本的なチューニングを行った。

ニュートリノと物質場との相互作用(ソース項)を計算する際には、空間の各点で多数の Fermi-Dirac 積分を行う必要がある。数値的積分の実行はあまりにも計算時間がかかるので、本コードでは幾つかの展開式を組み合わせた解析的手法を用いてこれを計算している。その際に条件分岐が必要となるが、それはSIMD化を阻害するので、SIMD 化の観点からはmasking や計算方法の改良などによって条件分岐を削減することが望ましい。一方、連星中性子星合体の場合には、ソース項が重要となる領域は中性子星近傍、すなわち、全空間のごく一部の領域に限られており、物理的には真空の場合にも複雑な Fermi-Dirac 積分等を計算してしまうと計算性能を劣化させる場合がある。そのため、SIMD化を削減してでも条件分岐を導入した方が全体的な性能を向上させる可能性がある。これらに留意し、ループ構造や条件分岐のパターンを変えながら、Fermi-Dirac 積分の計算アルゴリズム変更、メモリアクセスチューニングを行った結果、メモリスループット40GB/s(京での理想値46GB/s)、実行性能21%(チューニング前14%)を達成した。

メモリスループットが対実測値で約87%という結果から輻射流体ソルバに関してはメモリバンド幅を十分に有効利用していると結論付けられる。

③ closure 方程式ソルバ： 輻射場のストレステンソルを決定するための closure 方程式ソルバでは、輻射場に関する非線形方程式を解く必要がある。Newton-Raphson 法におけるループの明示的(人力)アンローリング、条件分岐の解消によるSIMD化によるチューニングを行った結果、実行性能23% (チューニング前11.5%) を達成した。

④ 光学的深さ計算： 空間の各点における opacity 計算にかなり複雑な Fermi-Dirac 積分が必要であり、form factorの計算に多くの条件分岐を伴う。これに対し輻射流体コードのソース項計算の場合と同様のチューニングを行った。光学的厚みを計算する際にはニュートリノ平均エネルギーが必要であるが、平均エネルギー計算には光学的厚みが必要であるため非線形方程式を解く必要がある。これに対しては人力アンローリングを施しSIMD化を行った。また、各階層格子の境界で各フレーバーのニュートリノに対する光学的厚み(3変数)のデータ通信が必要となる。単体性能としては実行効率7.5% (チューニング前2.5%) と大きく改善したが、Fermi-Dirac 積分計算における冗長性のためか、計算時間はそれほど大きく改善しなかった。しかしながら、光学的深さの計算は Runge-Kutta 時間積分の各ステップで計算する必要はなく、2ステップに一度計算すれば十分であることをテスト計算によって確かめており、実効的には計算時間は半分で済むことになる。

⑤ 状態方程式テーブルサーチ： 高解像度衝撃波捕獲法では密度や運動量といった保存量を時間発展させた後に、ローレンツ因子や速度場、圧力、エンタルピーなどの諸量を求める必要があり、非線形代数方程式を解くことが必要になる。同時に、保存量に符合する密度、温度、電子モル分率( $Y_e$ )を状態方程式テーブルサーチによって決定する必要がある。テーブルサーチは、幾つかの点で他のソルバと異なるため、チューニングのコンセプトを変えている。まず、空間の各点で状態方程式テーブルのキャッシュへの載せ替えが起こる可能性があるが、この操作が非常に重いため、操作回数を最小化する必要がある。また、図3-2に比較するように、連星中性子星の合体では大質量星の重力崩壊に比べて幅広いレジームでの密度、温度、 $Y_e$  が達成されるため、条件分岐が不可避である。さらに、探査においてテーブル内のアドレス計算部分をSIMD化してしまうと、正しくアドレスが計算されないことが明らかになった。

これらの事情に鑑み、SIMD化促進による高速化をあきらめ、テーブルサーチにおける条件分岐が最小化されるように探査アルゴリズムを大幅に変え、ラベルを用いた条件分岐によってテーブルの載せ替えもなるべく少なくなるようにチューニングを行った。その結果、実行効率では1%程度の改善にとどまったが、所要時間では30%以上の大幅な改善が見られた。

## (B) 連星中性子星合体における r 過程元素合成

金やプラチナ、ウランなどの重元素が r 過程元素合成( $\beta$ 崩壊より速い中性子捕獲による元素合成)によって作られていることは 50 年以上も前に示唆されていたが、r 過程元素合成がどのような天体で起こっているかについては未解明である。2010 年頃までは重力崩壊型超新星爆発が r 過程元素の起源であると考えられてきた。しかし、最新の詳細なニュートリノ輻射輸送を考慮した数値流体シミュレーションに基づく元素合成の研究により、超新星爆発が r 過程元素の起源である可能性は極めて低いことが示された (e.g., Wanajo et al. (2011); Roberts et al. (2010))。ニュートリノ加熱機構に基づけば、効率的に r 過程が進行するために必要な中性子過剰状態を保つことができないためである。

それに代わるシナリオとして注目されたのが連星中性子星の合体である。最新の観測 (Snedden et al. (2008)) によれば、金属欠乏星が示す r 過程元素のパターンは、太陽組成が示す r 過程元素パターンと押しなべて一致する。これが意味することは、r 過程元素の起源天体は太陽組成に近い分布でそれらを合成する必要があるということである。これに対し、これまでの研究 (e.g., Korobkin et al. (2012); Goriely et al. (2011); Bauswein et al. (2013)) では、合体時に放出される物質の中性子過剰率が高すぎるために、質量数 130 以上の重い r 過程元素の合成しか説明できないという問題があった。

しかしながら、これら従来の研究は、一般相対論やニュートリノの効果を包括的に考慮に入れておらず、中性子星の状態方程式が及ぼす影響についても調べられていなかった。これに対し本研究では、開発したコードを用いて、対照的な 2 つの状態方程式を採用して連星中性子星合体のシミュレーションを行い、ニュートリノが r 過程元素合成に及ぼす影響を明らかにした。得られた結果を用いて元素合成計算を国立天文台 (現在は理化学研究所所属) の和南城伸也、Keel 大学の西村信哉と共同で行い、半径の小さい中性子星を予言する、比較的柔らかい状態方程式を用いた場合には、ニュートリノの効果によって放出物質の中性子過剰率は緩和され、その結果、太陽組成が示す r 過程元素合成パターンが再現されることを示した。以下により詳細な結果をまとめる。シミュレーションで用いたグリッド幅が 400 m と粗いが、これについては今後京コンピュータで詳細な計算を実施する予定である。

採用した状態方程式はいずれも相対論的平均場理論に基づくものがある。一つは TM1 と呼ばれるパラメータセットを採用した Shen-EOS (Shen et al. (1998)) で、中性子星の状態方程式の中でも最もかたい部類に属し、1.4 太陽質量の中性子星の半径は約 14.5km になる。もう一方は SFHo と呼ばれるパラメータを採用した Steiner-EOS (Steiner et al. (2012)) で、中性子星最大質量の理論値が 2 太陽質量を超えるものとしては最もやわらかいものの一つであり、1.4 太陽質量の中性子星の半径は約 12km である。

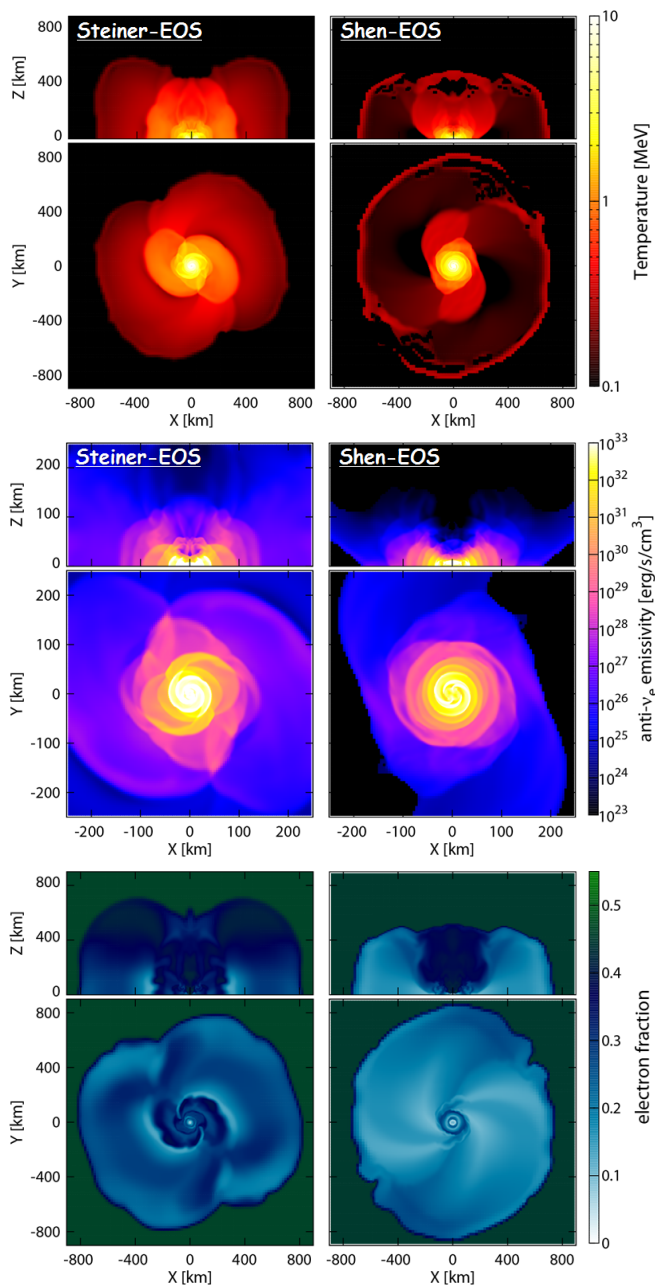


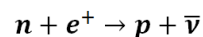
図 3-3： 軌道面と子午面における温度(上)、反電子ニュートリノエネルギー放射率(中)、電子モル分率(下)の分布図。

3-3(下)は電子モル分率( $Y_e$ )の分布図である。明らかに Steiner-EOS の場合に  $Y_e$  の値が大きくなっている。

また、子午面を見た場合には、Shen-EOS の場合にも極軸付近で  $Y_e$  の上昇見られる。これは合体後に形成された大質量中性子星からの電子ニュートリノ放射を受けて、中性子が陽子に変わったためである：

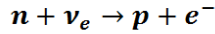
連星合体時の(動的)質量放出メカニズムには、潮汐力によるものと衝撃波加熱によるものがあるが (e.g., Hotokezaka et al. (2013))、中性子星半径の大きい Shen-EOS モデルの場合には潮汐力による成分が、一方、半径の小さい Steiner-EOS モデルの場合には衝撃波加熱に起因する成分が支配的になると予測される。図 3-3(上)は軌道面( $x-y$ )と子午面( $x-z$ )における温度分布を2つの状態方程式の場合に比べたものである。Steiner-EOS の場合には温度がより高く、質量放出の形状もより等方的であることから、衝撃波加熱が質量放出に主要な役割を果たしていることがわかる。

高温の結果、Steiner-EOS における放出物質中には多くの陽電子が生成される。中性子星物質は基本的に中性子過剰であるので、生成された陽電子は中性子に捕獲され反電子ニュートリノが生成される：



実際、図 3-3(中)に示す通り、反電子ニュートリノのエネルギー放射率は Steiner-EOS の場合のほうが高い。

陽電子捕獲反応がもたらす最も重要な効果は、質量放出物質の中性子過剰率を緩和することである。図



(ニュートリノの光度としては反電子ニュートリノのほうが大きいですが、中性子過剰のため電子ニュートリノ捕獲反応のほうが効率的に進む。)

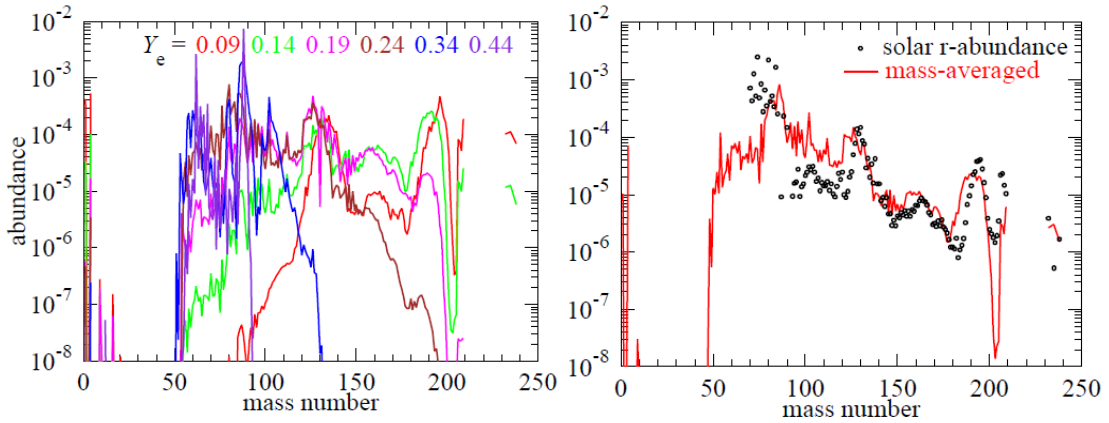


図 3-4: シミュレーションで得られた様々なラグランジュデータを背景とした r 過程元素合成結果(左)と、それらを足し合わせた最終的な r 過程元素合成パターン。

Steiner-EOS を用いた場合に、得られた放出物質のグリッドデータをラグランジュデータに焼き直し、各ラグランジュデータを背景として r 過程元素合成を行った結果を図 3-4 に示す。Shen-EOS の場合については元素合成計算を行っていないが、図 3-3(下)に示すように、放出物質は中性子過剰の状態を保っており、この場合には従来の研究結果同様、質量数 130 以上の重い r 過程元素が合成されるものと考えられる。

一方、Steiner-EOS を用いた場合、図 3-4(左)に示す通り、0.1 以下から 0.4 以上にまで、幅広いレンジにわたって Ye が分布しており、そのそれぞれが異なった r 過程元素合成のパターンを示すが、それらの総和としての r 過程元素のパターンは図 3-4(右)に示す通り、太陽組成が示す分布に近い。すなわち、もし中性子星の状態方程式が Steiner-EOS のように柔らかく、中性子星の半径が小さい場合には、r 過程元素の起源が連星中性子星合体である可能性が高いことが示された。

本年度の研究では、得られた結果の収束性の確認、質量比や状態方程式を変えたサイエンスランを行うまでには至っていない。平成 26 年度の研究では、グリッド幅 150m (1372node 10976core)の計算を京コンピュータで行うとともに、グリッド幅 250m の計算を他の大型計算機で行って収束性の確認をするとともに、Steiner-EOS と Shen-EOS の中間的な状態方程式(パラメータセット DD2, TMA, IUFSU)を用いてその依存性を調べていく計画である。

## 4 3 + 3 + 1 輻射流体コードによる超新星爆発計算 (長倉)

超新星爆発機構において重要な役割を担うとされているニュートリノ輻射輸送は、空間3次元、運動量空間3次元の計6次元位相空間の時間発展系であり、ボルツマン方程式によって記述される。ニュートリノは弱い相互作用によって生成され、物質の冷却媒体として働くとともに、物質に吸収され物質の加熱にも働く。超新星爆発計算では、3+3+1次元のニュートリノ輻射輸送コードに流体コードを結合させることによって、初めて第一原理的な計算コードが構築される。平成24年度までに3+3+1次元ニュートリノ輻射輸送の並列計算コード(6次元ボルツマン方程式時間発展コード)が完成しており、これに流体コードを結合させて、多次元ボルツマン流体計算コードによる超新星爆発機構の解明を行うことが本課題の目的である。

平成25年度は、ボルツマンコードによる研究を行うとともに、ボルツマンコードの精度向上のための修正と、ボルツマンコードと流体コードとの結合に取り組み、超新星爆発計算の小規模サイエンスランが行える状態にまでコード開発を進めた。以下では、当課題の進捗状況と成果をまとめる。

### (1) 多次元ニュートリノ輻射輸送の解明と Ray-by-ray 近似計算の評価

6次元ボルツマンコードによる輻射輸送計算を KEK スーパーコンピュータ SR16000 において行い、3次元超新星コアの物理的プロファイルにおける多次元輻射輸送の詳細を系統的に解明した。並行して同コードを用いた Ray-by-ray 近似計算も行い、近似がニュートリノ輻射分布・加熱率に及ぼす影響を定量的に明らかにした。動径方向にのみ沿って輸送計算を行う Ray-by-ray 近似は、ニュートリノ放射領域における環境を強く反映してしまい、遠方においても空間異方性が強調されすぎることが判明した。これらの結果については *Astrophysical Journal Supplement Series* へ論文を投稿中である。さらに、より球対称から外れたコラプサーモデルなどの物理現象の解析への応用を開始した。

また、京コンピュータ上のプロファイラーによる調査を行い、負荷の高い部分の特定や演算・メモリアクセス比などのデータ抽出、ピーク性能に対する計算速度予測を吟味して、チューニングへ向けた取り組みを行った。これらはエクサスケールへ向けた検討資料としても重要なデータとなった。今後は、超大規模並列計算システムへスケールアップして、空間・ニュートリノ角度グリッドの高解像度化、高速化による流体時間変動の影響の調査、多種多様な重力崩壊現象での研究などを進める計画である。

### (2) ボルツマン輸送パート及び反応レートの修正

当課題のボルツマン計算では、6次元位相空間を差分化する  $S_n$  法と呼ばれる手法でニュートリノ輻射輸送を解く。この際、膨大な格子数が必要となり、さらに時間方向は陰的に解く必要があり、その結果行列解法を用いるため、計算量も膨大となる。そのた



め、ニュートリノの運動量空間の差分化は、現状では比較的粗くならざるを得ない。したがって、粗い解像度の中で可能な限り精度を上げる必要がある。そのため、以下のようなコードの改善を行った。

まず、行列反転で必要となる運動量空間の格子に加えて、新たに細かい格子を用意し、これによって反応レートやニュートリノの移流項に補正を加える方法を開発した。ニュートリノの反応と移流項を、陽的にそれぞれの格子上で評価し、基本となる格子と細かい格子上での値の違いを見積もり、その補正を行列係数に組み込む。これを行うことで、行列解法の計算負荷を変えずに精度の向上ができる。実際に、この方法を用いることで、運動量空間の差分化の精度の悪さによって人工的に現れていた偽のニュートリノ移流や反応率の振動を大幅に抑えることに成功した（図 4-1 参照）。

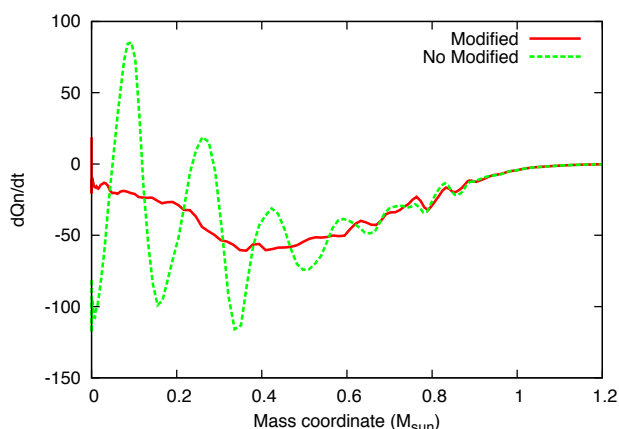


図 4-1 ニュートリノ吸収（放出）率の動径分布、横軸は質量座標、縦軸は吸収放出率（プラスは吸収が強く、マイナスは放出が強い）。重力崩壊計算において中心密度が  $6 \times 10^{13} \text{ g/cm}^3$  の時のスナップショット。赤：Subgrid を用いた修正版、緑：修正なしの場合。

### (3) ボルツマン輻射流体コードの開発

平成 24 年度までに、ボルツマンコードと流体のコードの結合の大枠は完了していた。しかし、（ボルツマン方程式の右辺や流体方程式の右辺に現れる）輻射と流体の相互作用項を、本来取り扱うべき流体静止系ではなく慣性系で評価していたため、定量的に大きな誤差が生じていた（図 4-2 参照）。そこで平成 25 年度は、流体静止系で相互作用項を評価するようコードを改良する作業を進めた。

当課題で用いているボルツマンコードにおいては、分布関数を慣性系で定義された運動量変数の関数として求めている。そのため、流体との相互作用を計算する際に、分布関数を流体静止系で定義された運動量変数の関数として書き換えなくてはならない。具体的には、ニュートリノの角度を変えるビーミング効果とエネルギーシフトの効果が現れる。特に、 $S_n$  法において、限られたエネルギー格子数しか取れないという制限のもとで、エネルギーシフトを正確に扱うことは技術的に難しい問題である。注意深く取り扱わないと、エネルギー保存則が大幅に破れてしまう。この問題を解決すべく、我々はエネルギー空間において、Lagrangian remapping grids と Laboratory Fixed grids と呼ばれる 2 つの差分化されたグリッドに基づく、新たなアルゴリズムを開発した。そして、この解法におけるテスト計算および大質量星コアの 1 次元重力崩壊計算を行い、先行研究結

果の再現に成功した。現在は、この新しいアルゴリズムに関する論文と 1 次元重力崩壊計算の定量的な解析に関する 2 つの論文を執筆中である。図 4-2 に、運動量座標を正しく選んで相互作用項を計算する必要があることを示す数値結果の 1 例を示す。

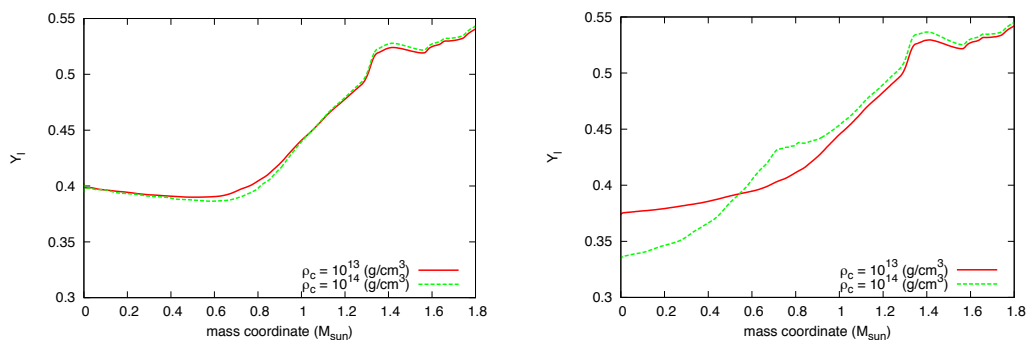


図 4-2 : Lepton Fraction ( $Y_l$ )の動径分布。左：相対論的計算。右：非相対論的計算。縦軸は Lepton fraction で横軸が質量座標。赤と緑はそれぞれ中心密度が  $10^{13} \text{ g/cm}^3$ ,  $10^{14} \text{ g/cm}^3$  の時のスナップショット。相互作用項を流体静止系の運動量空間座標で計算しない時には、中心付近の Lepton fraction が減っているのに対して、流体静止系で正しく計算する場合には、ほぼ一定となっている。これは、ニュートリノトラップ効果が正しく計算できていることを意味している。

#### (4) 2次元軸対称超新星ボルツマン流体計算

開発したボルツマン流体コードを用いて、2次元軸対称の超新星爆発の特にポストバウンスフェーズに焦点を当てて計算を開始した。この計算で注目しているのは、原始中性子星形成に伴うバウンス起源の衝撃波が、発生し停滞し始めたところから、爆発を成功させるところまでの間のフェーズである。

空間多次元の超新星計算は一般に大変計算コストが大きいので、原始中性子星近傍に適切な境界条件を設定し、それよりも外側の領域のみを計算する手法が先行研究でしばしば採用されている。ここでは、同様の手法をとりながらも、ニュートリノ輻射輸送をボルツマンコードによって解き、より定量的な計算を行う。前年度までに、新たに開発した2次元軸対称ボルツマン流体計算の基礎テストを進めて来たが、今年度はポストバウンスフェーズの多次元計算も適切に扱えるかのチェックを進めた。比較的低い解像度ではあるが、適切な初期条件や境界条件を与えて2次元軸対称ボルツマン流体計算を行い、先行研究で見られた流体不安定性や対流の発生を確認した。この計算によって、開発したボルツマン流体コードが超新星爆発の後期フェーズで、問題なく動作することが確認された (図 4-3 参照)。

平成 26 年度には、2次元軸対称の超新星重力崩壊計算に加えて、ポストバウンスフェーズに着目したシミュレーションを「京」で行うことを予定している。ポストバウンスフェーズは、超新星爆発において多次元効果が最も重要なフェーズであり、またニュートリノ加熱衝撃波爆発機構の鍵となるフェーズである。さらに、コードの並列化及び

チューニング・大規模化を十分に行うことも予定している。

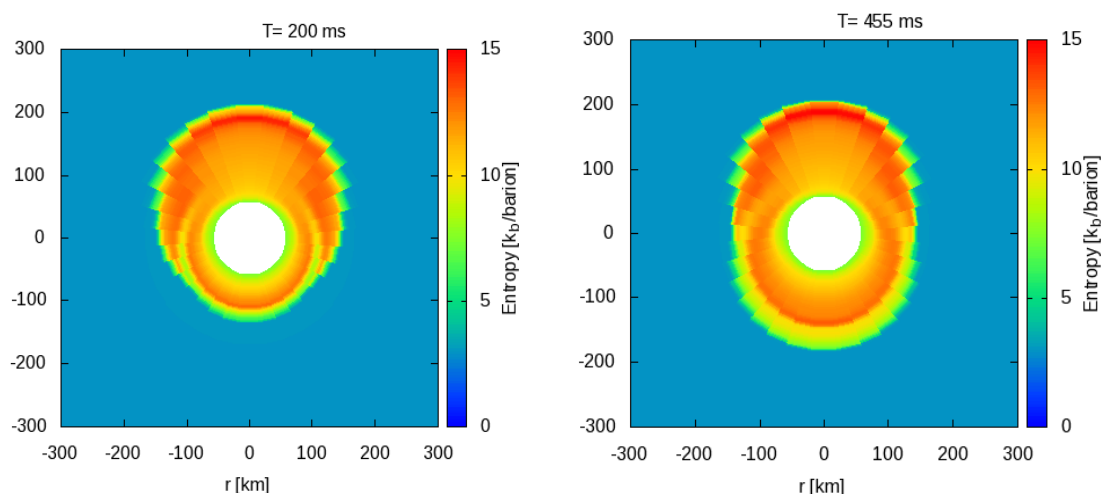


図4-3 軸対称ボルツマン流体計算を用いた、超新星ポストバウンスフェーズの計算。左右違ったタイムスナップショットでのエントロピーコンターを表記。先行研究で知られている、衝撃波の不安定性が現れていることを確認。